

Rapport de stage - LAPP

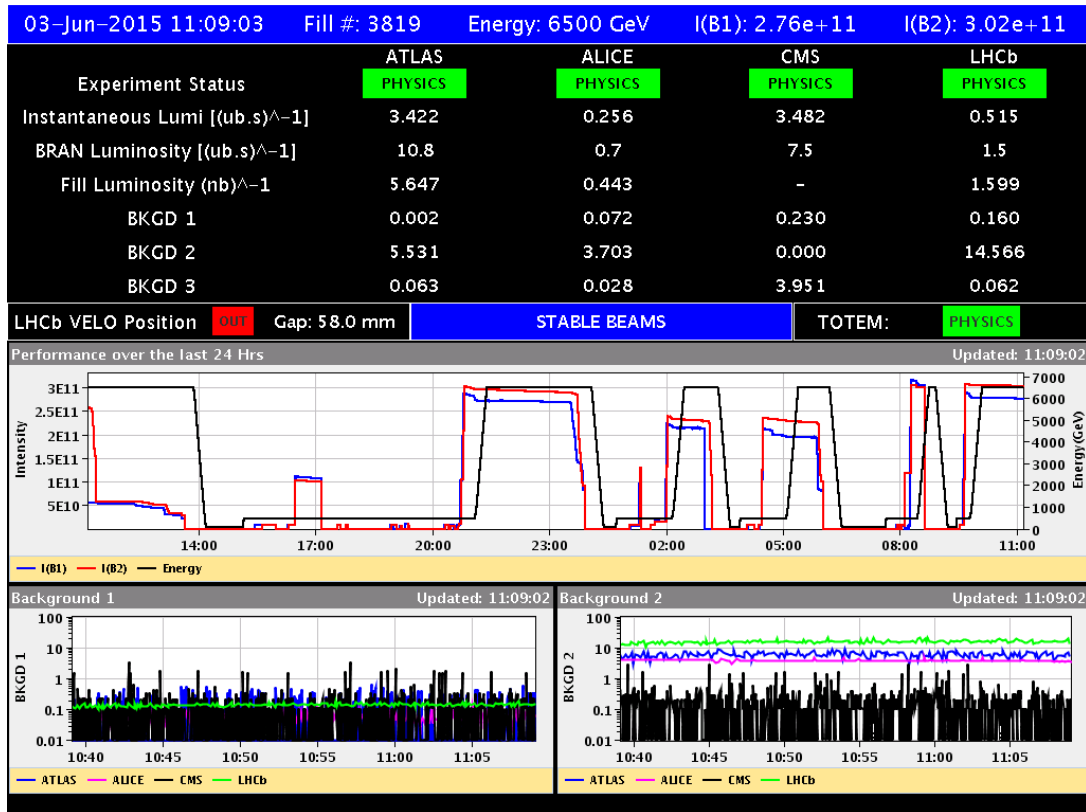
9 juin 2015

Résumé

brouillon ; TODO : partie personnelle : travail avec root : étude préliminaire sim MC, travail données etc partie générale : présentation LHC/atlas ...

1 Le LHC

FIGURE 1 – Statut du LHC et des faisceaux pour chaque expérience. « Physics » signifie que l'expérience collecte actuellement des données qui seront utilisées dans l'analyse des résultats. Le graphe représente l'énergie de fonctionnement du LHC ($\frac{\sqrt{s}}{2}$) et la luminosité des faisceaux.



2 Le modèle standard

FIGURE 2

spin	charge/e
masse · c ²	
symbole	
nom	

Particules élémentaires du modèle standard

Quarks			Bosons		
1/2	+2/3	1,5-4 MeV	0	0	0
u			γ		
up			photon		
1/2	+2/3	1,15-1,35 GeV	1	0	0
c			g		
charm			gluon		
1/2	+2/3	173,3±0,8 GeV	0	0	0
t			H		
top			Higgs		
1/2	-1/3	4-8 MeV	1	±1	±1
d			W		
down			Weak		
1/2	-1/3	80-130 MeV	0	0	0
s			Z		
strange					
1/2	-1/3	4,1-4,4 GeV	1	0	0
b					
bottom					
Leptons			Neutrinos		
1/2	-1	511 keV	1/2	-1	105,66 MeV
e			μ		
electron			muon		
1/2	-1	1,777 GeV	1/2	-1	1,777 GeV
τ			τ		
tau			tau		
1/2	0	<2,5 eV	1/2	0	<170 keV
ν_e			ν_μ		
neutrino e			neutrino μ		
1/2	0	<18 MeV	1/2	0	<18 MeV
ν_τ			ν_τ		
neutrino τ			neutrino τ		

3 Boson de Higgs

3.1 Caractéristiques

Le boson de Higgs est une particule élémentaire du modèle standard de masse $\simeq 125$ GeV et de spin nul et dont l'existence a été confortée par les résultats des expériences CMS et Atlas. Son existence a été suggérée en 1964 afin de proposer une explication cohérente avec le modèle standard d'une masse non nulle pour les bosons de jauge W^\pm et Z .

3.2 Formation

Il existe de nombreux processus entrainant la production de boson de Higgs. En voici des exemples envisageables ainsi que leur section efficace associée dans les conditions du LHC (Run1, $\sqrt{s} = 8$ TeV).

3.2.1 Fusion gluon gluon ($gg \rightarrow H$)

La fusion gluon gluon est le mode de production du Higgs le plus important.

La section efficace totale du processus est de 19,23 pb à $\sqrt{s} = 8$ TeV et 43,94 pb à $\sqrt{s} = 13$ TeV[1]

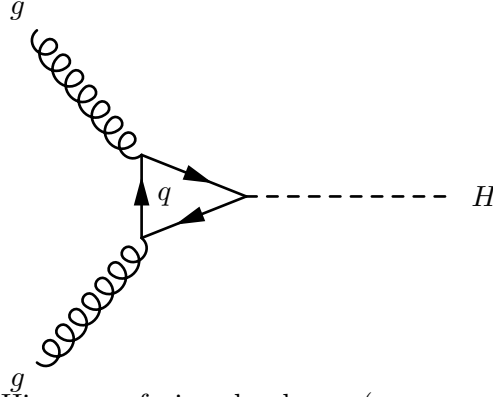


FIGURE 3 – Formation d'un Higgs par fusion de gluons (avec apparition de quarks virtuels, préférentiellement lourds).

3.2.2 Vector Boson Fusion (VBF, $ff \rightarrow ffH$)

La section efficace du processus VBF est de 1,58 pb à $\sqrt{s} = 8$ TeV et 3,75 à $\sqrt{s} = 13$ TeV. Il s'agit du second mode de production du Higgs le plus probable.

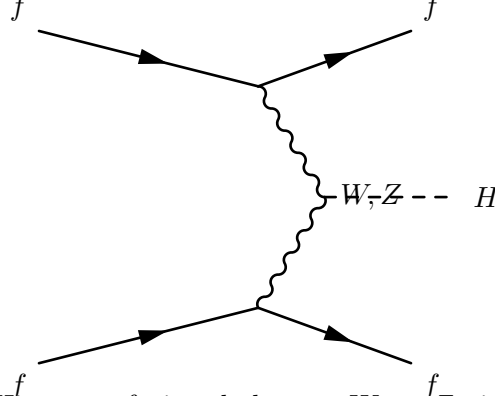


FIGURE 4 – Formation d'un Higgs par fusion de bosons W ou Z virtuels échangés entre deux fermions.

3.2.3 Higgs Strahlung ($f\bar{f} \rightarrow WH$ ou ZH)

La section efficace totale pour ce processus est $\sigma = \sigma_W + \sigma_Z = 0,7 + 0,4 = 1,1$ pb à $\sqrt{s} = 8$ TeV et $\sigma = 2,3$ à $\sqrt{s} = 13$ TeV

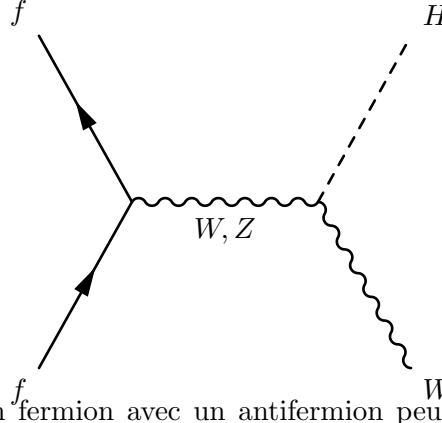


FIGURE 5 – La collision d'un fermion avec un antifermion peut produire un boson W ou Z pouvant émettre un H .

3.2.4 Top/bottom fusion (ex : $gg \rightarrow q\bar{q}H$, $q = t, b$)

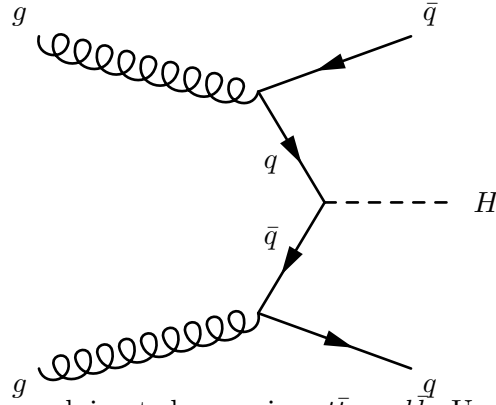


FIGURE 6 – Ici, deux gluons produisent deux paires $t\bar{t}$ ou $b\bar{b}$. Une d'entre elles fusionne et produit un H . Il s'agit d'un processus mineur ($\sigma = \sigma_b + \sigma_t = 0,20 + 0,13 = 0,33$ pb à 8 TeV et $\sigma = \sigma_b + \sigma_t = 0,6 + 0,6 = 1,2$ pb à 14 TeV)

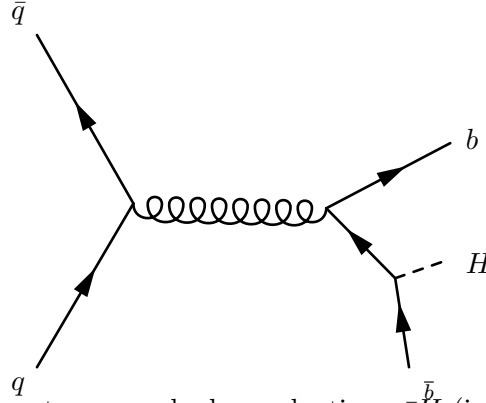


FIGURE 7 – Un autre exemple de production $q\bar{q}H$ (ici $q\bar{q} \rightarrow b\bar{b}H$)

Ces processus sont l'objet d'une attention particulière, malgré leur faible section efficace. En effet, ils introduisent un couplage direct entre H et des quarks lourds. L'intensité de ce couplage étant proportionnelle à la masse des quarks, elle est très forte dans le cas des top. Etudier ces événements permettrait donc une mesure directe du couplage H - fermion à des masses élevées. [2]

3.2.5 Section efficace totale $pp \rightarrow H$

\sqrt{s} (TeV)	$\sigma_{pp \rightarrow H}$ (pb)
7	17,5
8	22,3
13	50,9
14	58.0

FIGURE 8 – Section efficace totale pour le processus $pp \rightarrow H$ en fonction de l'énergie des faisceaux. Augmenter l'énergie augmente σ_H de façon significative.

3.3 Désintégration

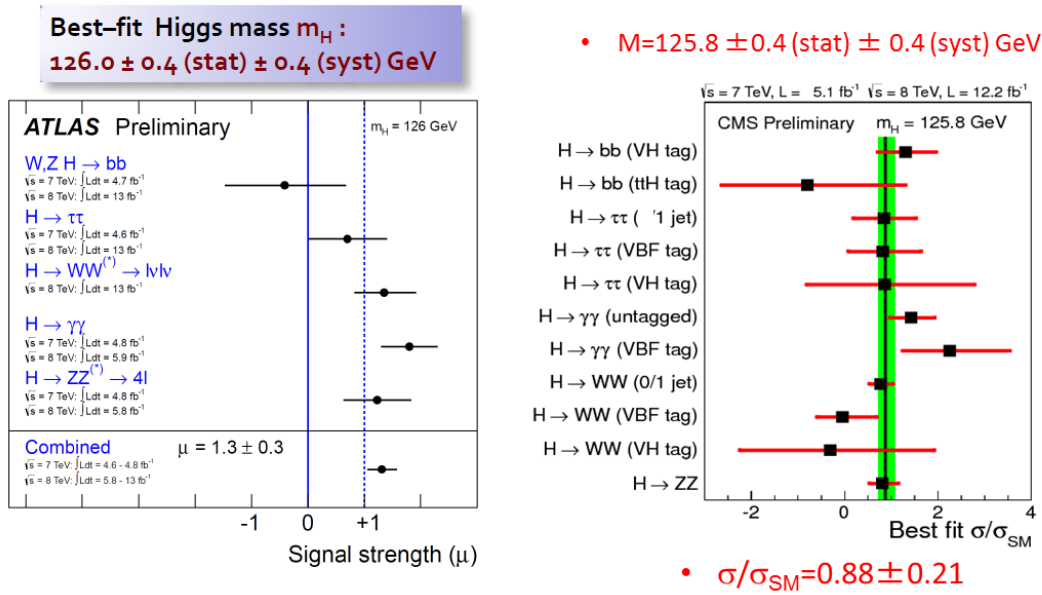
Type	Exemple	Ratio de branche
$H \rightarrow \text{fermions}$	$H \rightarrow b\bar{b}$	57,7 %
	$H \rightarrow \tau\bar{\tau}$	6,4 %
	$H \rightarrow \mu\bar{\mu}$	0,02 %
$H \rightarrow \text{bosons de jauge}$	$H \rightarrow WW$	21,5 %
	$H \rightarrow ZZ$	2,63 %
	$H \rightarrow \gamma\gamma$	0,23 %

FIGURE 9 – Différents modes de désintégration possibles pour le Higgs, ainsi que leur probabilité respective.

3.4 Produits de désintégration et choix de méthode d'observation

Pour détecter la présence d'un boson de Higgs parmi un évènement il faut étudier ses produits de désintégrations et vérifier qu'ils sont compatibles avec un H . Il faut pour cela que les particules produites soient détectables et que l'on puisse mesurer leurs paramètres cinématiques avec suffisamment de précision.

FIGURE 10 – Résultats des expériences CMS et Atlas sur la détection du Higgs à travers sa désintégration par différents modes. Les signaux extraits sont comparés aux valeurs attendues selon le modèle standard.



3.4.1 $H \rightarrow \gamma\gamma$

La désintégration du Higgs en deux photons est une méthode d'observation privilégiée. Bien que le ratio associé à cette branche soit très faible (2 pour 1000), ce qui implique que peu de Higgs formés seront observables de cette façon, il est plus facile de détecter de tels photons avec une grande précision sur leur énergie et direction. La connaissance précise de l'impulsion de la paire de photons permet alors de remonter à la masse d'un Higgs dont ils seraient issus simplement (il s'agit de la masse invariante du système formé par la paire).

\sqrt{s} (TeV)	$\sigma_{pp \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma}$ (fb)
7	40
8	51
13	117
14	133

FIGURE 11 – Sections efficaces associées à la désintégration d'un Higgs en $\gamma\gamma$, en fonction de l'énergie du faisceau.

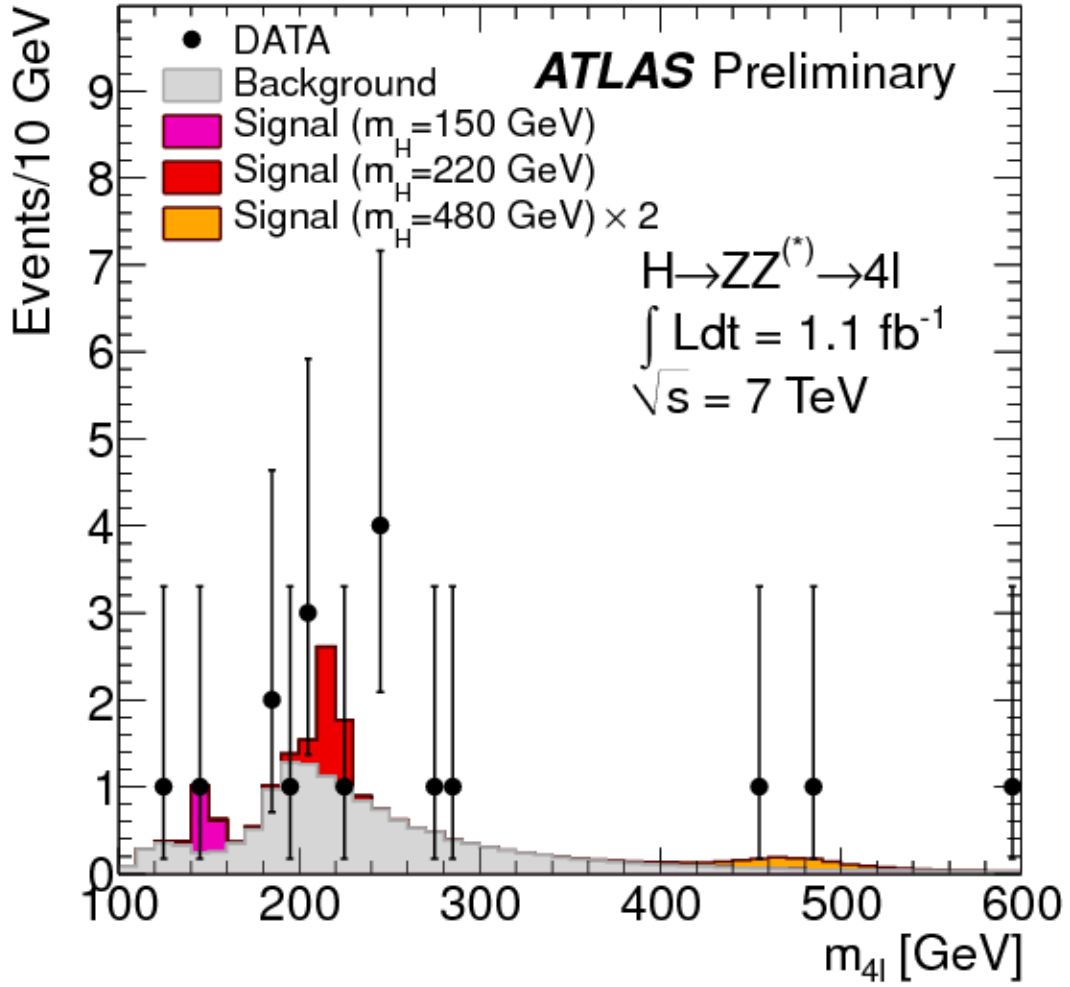
3.4.2 $H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell\ell\ell$

Une autre voie privilégiée est la désintégration successive d'un H en une paire de Z puis 4 leptons ($4e$, 4μ ou $2e2\mu$). Bien que la section efficace totale d'un tel processus soit encore inférieure à celle de la voie $\gamma\gamma$ (la probabilité qu'un Z se désintégrant en paire ee ou $\mu\mu$ étant de 3,4 % seulement), cette méthode est très intéressante en raison d'un excellent rapport signal/bruit et d'une précision correcte sur la masse reconstruite.

\sqrt{s} (TeV)	$\sigma_{pp \rightarrow H \rightarrow 4\ell}$ (fb)
7	2,2
8	2,7
13	6,2
14	7,0

FIGURE 12 – Sections efficaces associées à la désintégration d'un Higgs en ZZ puis 4ℓ , en fonction de l'énergie du faisceau.

FIGURE 13 – Signal et bruit de fond attendus pour différentes masses du Higgs dans le canal 4ℓ

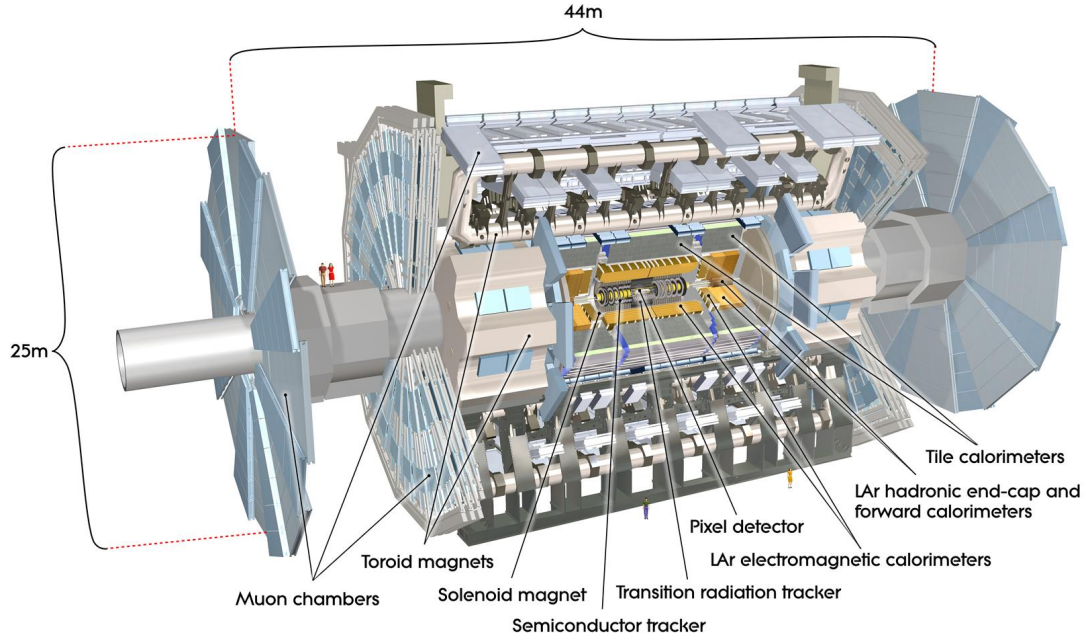


3.4.3 $H \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \ell\ell, \ell\text{-jet ou jet-jet}$

La désintégration d'un H en paire $\tau^+\tau^-$ offre une autre voie d'observation du Higgs. Elle pose cependant des difficultés : les particules τ ne sont pas détectables directement. Elles sont donc reconstruites à partir de leurs produits de désintégrations. Ces produits sont des hadrons (identifiables par des 'jets') dans 65 % des cas environ et des leptons dans les 35 % des cas restants. Cela implique une reconstruction à partir d'au moins un jet dans 90 % des cas, qui sont soumis à un bruit de background important. De plus, au moins un neutrino est émis (en vertu de la conservation du nombre tauonique) lors d'une désintégration d'un τ , et un de plus lorsqu'il se désintègre en un autre lepton, ce qui pose problème pour la reconstruction des masses et impulsions puisque les neutrinos ne sont pas détectables.

4 Atlas

FIGURE 14 – Schéma du détecteur



4.1 Objectifs de l'expérience

4.2 Détecteurs

4.3 Performance

4.3.1 Résolution en énergie du calorimètre EM

TODO : expliquer les facteurs limitant la résolution et justifier

$$\frac{\sigma_E}{E} \simeq \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (1)$$

Puisque $b \ll 10 \text{ GeV}$:

$$\frac{\sigma_E}{E} \sim \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus c \quad (2)$$

Photons convertis inclus	η	$a(\text{GeV}^{1/2})$	c
Oui	tous	$17,5 \% \pm 0,8 \%$	$0,64 \% \pm 0,04$
Non	tous	$13,4 \% \pm 0,8 \%$	$0,79 \% \pm 0,04$
Oui	$ \eta < 1$	$9,6 \% \pm 0,6 \%$	$0,92 \% \pm 0,04$
Oui	$ \eta > 1,5$	$12,6 \% \pm 2,4 \%$	$1,8 \% \pm 0,2$

TODO : \pm peu pertinents (uniquement err fit) et valeurs en fct de η peu pertinentes

FIGURE 15 – Les énergies des photons 'tight' (convertis ou non) reconstruits sont comparées aux photons réels.

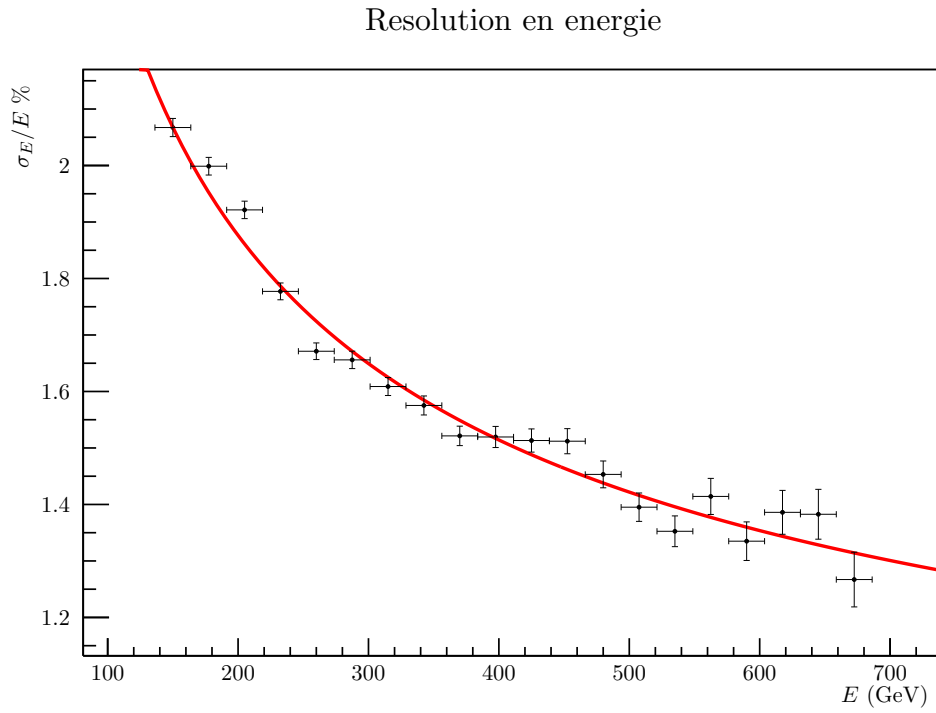
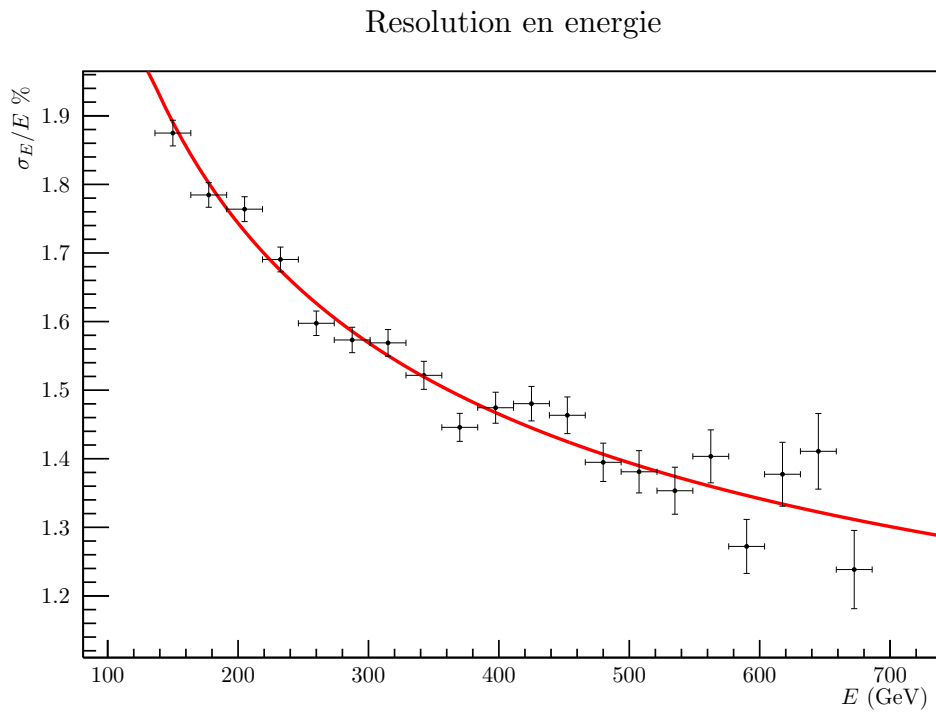


FIGURE 16 – Les énergies des photons 'tight' non convertis reconstruits sont comparées aux photons réels.



4.4 Efficacite reco γ

Il est nécessaire de tester l'efficacité du détecteur (c'est-à-dire sa capacité à détecter et reconstruire des évènements) pour plusieurs raisons :

- Cela permet d'estimer la possibilité d'établir des conclusions physique pour une taille d'échantillon donnée
- Cela peut renseigner sur l'influence de certains paramètres sur les performances des détecteurs et éventuellement de corriger des biais

FIGURE 17 – Efficacité de sélection des paires de photons 'tight' en fonction de η . La zone de « crack » est bien apparente sur cette figure.

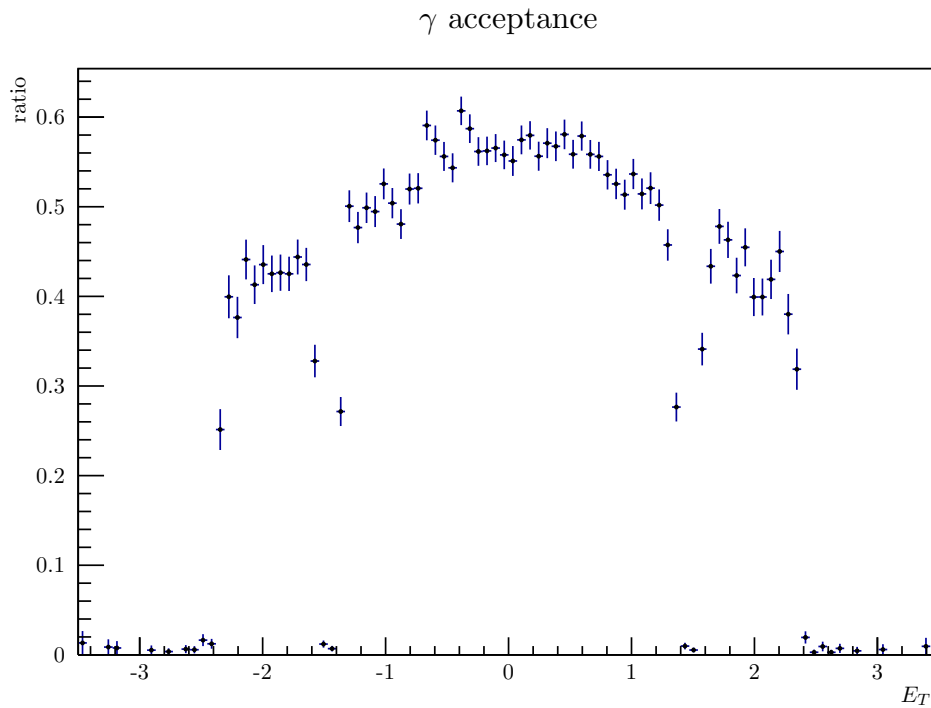


FIGURE 18 – Efficacité de sélection des photons en fonction de l'énergie transverse E_t .

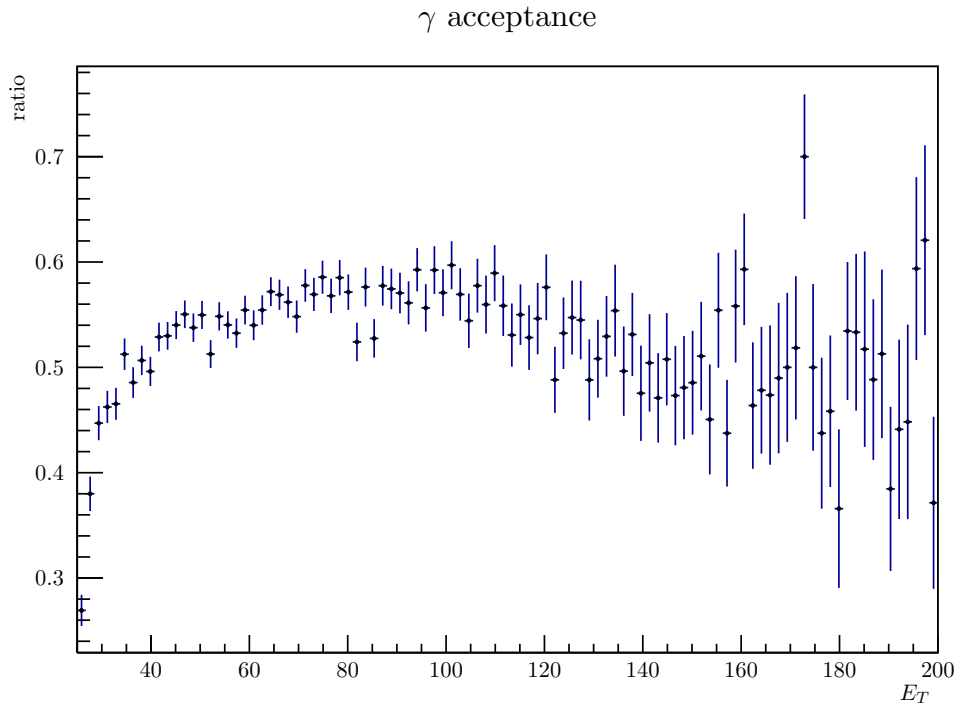


FIGURE 19

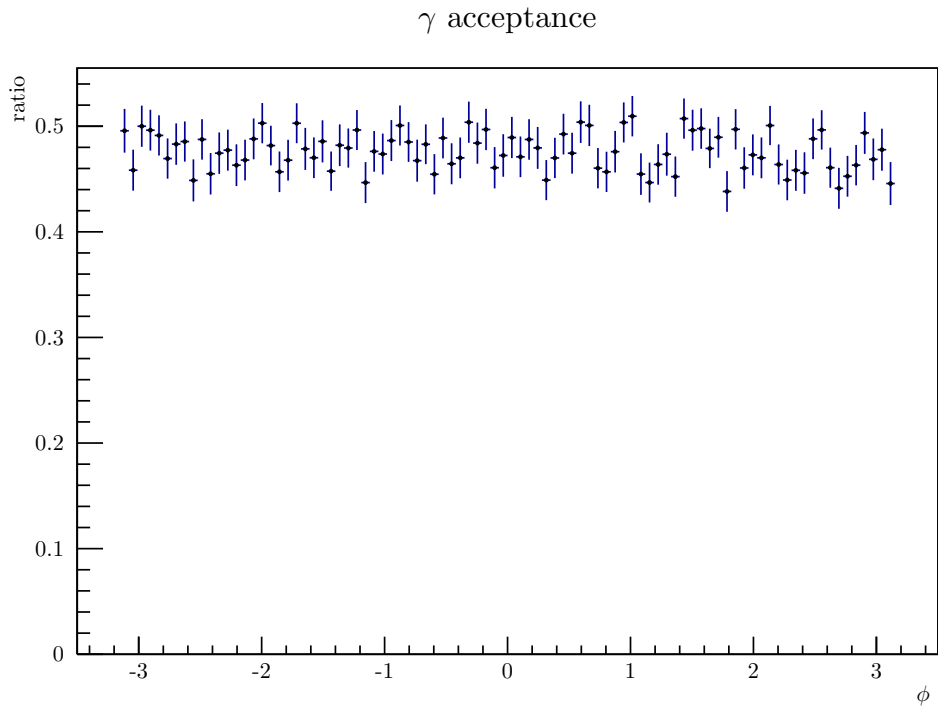


FIGURE 20 – Efficacité de sélection des photons en fonction de ϕ . On constate que celle ci est constante sur $[-\pi, \pi]$ ce qui est attendu pour des raisons de symétrie.

5 Données

5.1 Etude de données simulées

Afin de mieux comprendre les caractéristiques du signal attendu et les celles du détecteur, on travaille sur un échantillon de données comprenant des événements simulés (méthode de Monte Carlo) et les événements associés tels qu'ils seraient reconstruits par Atlas.

L'échantillon étudié ici se restreint à la production de ZH et à leur désintégration.

Dans ce cas, on s'intéresse d'une part aux paires de photons issues des désintégrations de Higgs, et aux paires de leptons (e^+e^- , $\mu^+\mu^-$)

5.2 Calcul de la masse invariante d'un système à deux particules.

En connaissant l'énergie des photons produits de la désintégration du Higgs selon la forme $H \rightarrow \gamma\gamma$, on peut retrouver sa masse. Elle est en effet égale à la masse invariante du système

$$m_{\text{inv}}^2 = E^2 - \mathbf{p}^2 \quad (3)$$

Pour deux photons, ou par approximation pour des particules très énergétiques¹, $E_{\gamma_1} = p_{\gamma_1}$ et $E_{\gamma_2} = p_{\gamma_2}$, et alors :

$$m_{\gamma\gamma}^2 = 2(p_{\gamma_1}p_{\gamma_2} - \mathbf{p}_{\gamma_1} \cdot \mathbf{p}_{\gamma_2}) \quad (4)$$

Soit, en travaillant en coordonnées (η, ϕ) :

$$m_{\gamma\gamma}^2 = 2E_{\gamma_1}E_{\gamma_2} [\cosh(\eta_{\gamma_1} - \eta_{\gamma_2}) - \cos(\phi_{\gamma_1} - \phi_{\gamma_2})] \quad (5)$$

Il s'agit alors de calculer cette masse pour tous les événements contenant une paire de photons susceptible d'être issue d'un Higgs.

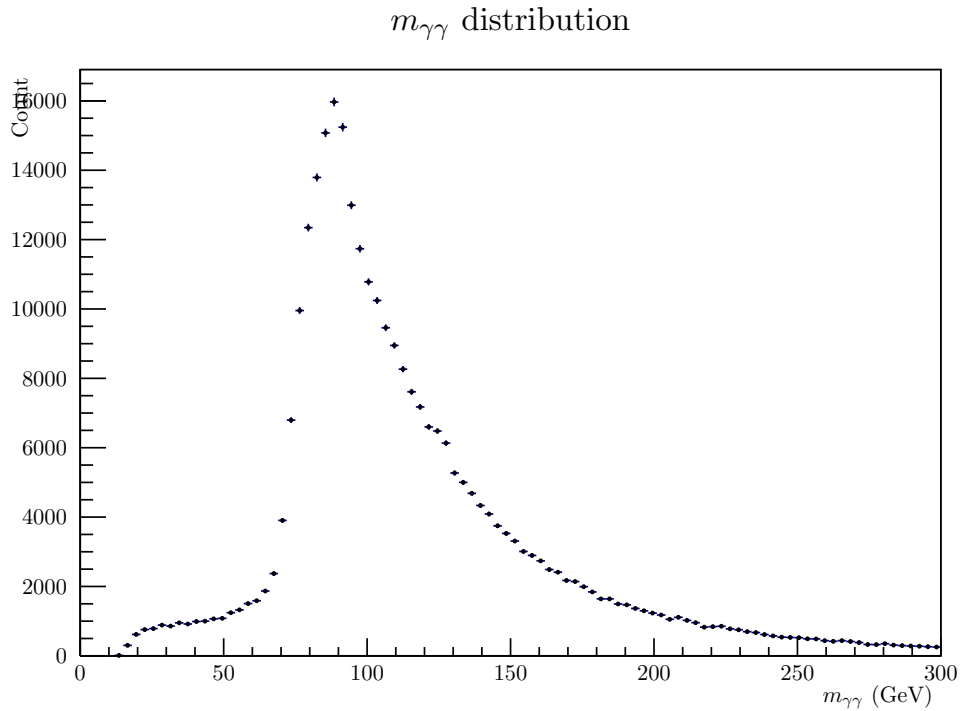
Puisque cette relation est vraie y compris pour des particules massives à haute énergie, on peut déterminer la masse du Z à partir des impulsions des leptons issus de sa désintégration.

5.3 Calcul en situation

Parmi un échantillon de 310 000 événements (constitués uniquement de paires de photons vérifiant le critère 'tight'), on calcule la distribution de masse invariante $m_{\gamma\gamma}$. On obtient le résultat suivant :

1. Ici, les particules les plus massives utilisées dans les calculs de masse invariante sont les muons, or $m_\mu = 100 \text{ MeV} \ll 10 \text{ GeV}$, l'ordre de grandeur des énergies des particules considérées

FIGURE 21 – Distribution $m_{\gamma\gamma}$. On observe un bruit important avec un pic aux alentours de 90 GeV. Le signal correspondait au Higgs est à première vue difficilement distinguable.

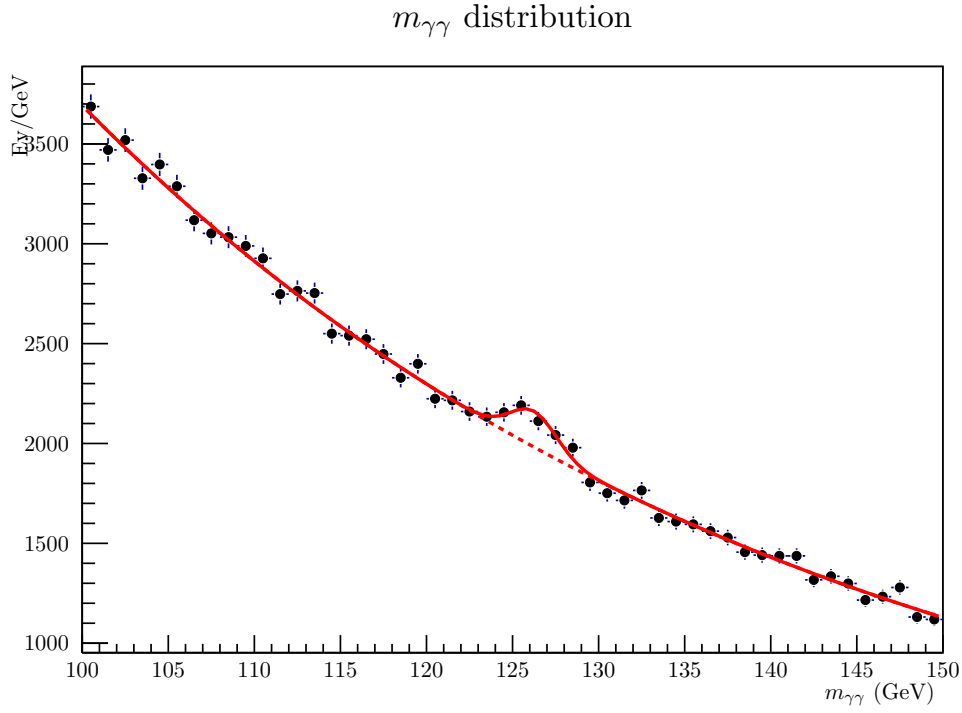


Afin d'extraire le signal correspondant au Higgs, on se restreint à la plage où il est attendu (100 - 150 GeV). Le 'background' y suit une forme exponentielle. On en réalise alors un fit sur une zone où le signal est considéré nul : ici on a choisi $[100;120] \cup [130;150]$. On obtient une fonction de la forme $\text{background} = m_{\gamma\gamma} \mapsto \exp(\xi + \epsilon m_{\gamma\gamma})$.

Puis, sur la plage complète $([100, 150])$, on réalise un fit des données à partir d'une fonction de la forme signal+background : $m_{\gamma\gamma} \mapsto A \exp(-(m_{\gamma\gamma} - m_H)^2/2\sigma^2) + \exp(\xi + \epsilon m_{\gamma\gamma})$

On obtient la figure suivante :

FIGURE 22 – Distribution $m_{\gamma\gamma}$ et fit background+signal.



On peut en déduire les paramètres physiquement intéressants suivants :

Paramètre	Valeur	Erreur
m_H	126,3 GeV	0,3 GeV
σ	2,0 GeV	0,2 GeV
A	88	17
$N = \sqrt{2\pi\sigma A}$	440	90

La valeur m_H est la masse du Higgs ainsi mesurée. La valeur σ doit correspondre à la largeur du signal, dont la valeur théorique attendue n'est pas nulle.

On calcule d'autre part la signification statistique d'après ces fits : $\Delta\chi^2 = \chi_{\text{background}}^2 - \chi_{\text{signal+background}}^2 \simeq 155 - 107 \simeq 50$ soit une signification à $\sqrt{\Delta\chi^2} \sigma = 7\sigma$

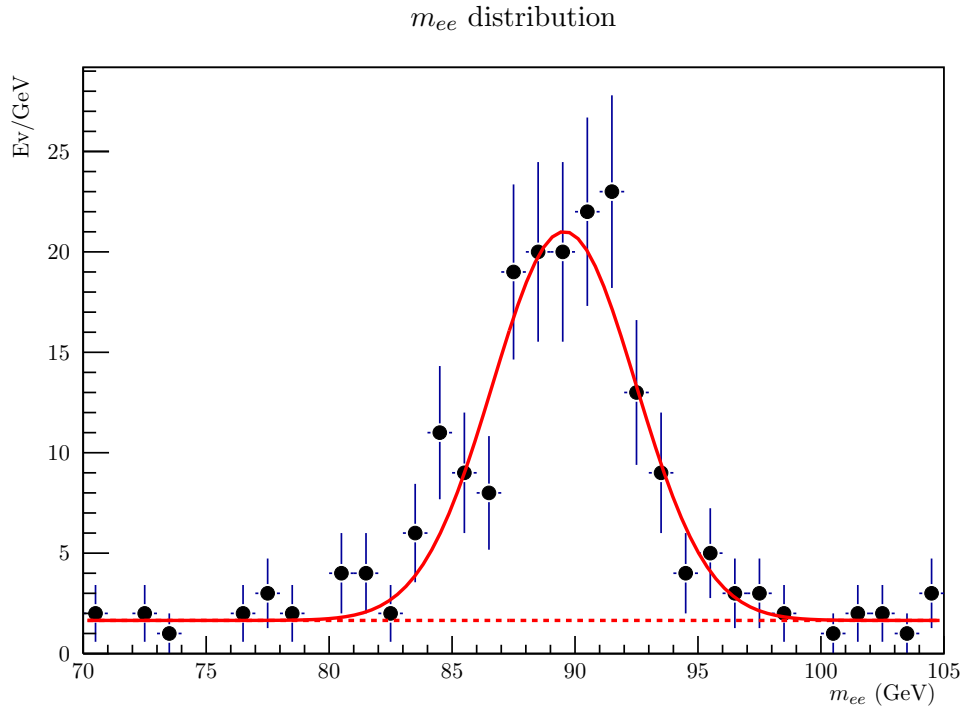
A partir de la quantité d'événements $H \rightarrow \gamma\gamma$ détectés estimée, on peut calculer la luminosité intégrée associée :

$$\int L dt = \frac{N}{\xi\sigma} = \frac{400}{0,41 \times 51 \times 10^{-15}} = 21 \text{ fb}^{-1} \quad (6)$$

Cette valeur est raisonnablement proche de la valeur réelle ($20,3 \text{ fb}^{-1}$)

5.4 Masse du Z

FIGURE 23 – Distribution m_{ee} et fit sur un intervalle où le signal domine (background plat).



On trouve alors :

Paramètre	Valeur	Valeur attendue
m_Z	$89,6 \pm 0,3$ GeV	91,2 GeV
σ_Z	$8,0 \pm 1,6$ GeV	2,5 GeV

Références

- [1] Higgs cross sections and decay branching ratios. https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/CrossSections#Higgs_cross_sections_and_decay_b, 2014. [Online].
- [2] Jung Chang, Kingman Cheung, Jae Sik Lee, and Chih-Ting Lu. Probing the top-yukawa coupling in associated higgs production with a single top quark, 2014.